

УДК 539.17.013:539.17.014

R-МАТРИЧНЫЙ АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СОСТАВНОГО ЯДРА ^{10}B В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 6.5–19.5 МэВ

© 2020 г. Л. Н. Генералов¹, С. М. Селянкина¹, *

¹Федеральное государственное унитарное предприятие

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Выполнен R -матричный анализ экспериментальных данных реакций $^9\text{Be}(p,p_0)^9\text{Be}$, $^9\text{Be}(p,p_1)^9\text{Be}^*$ (1.670 МэВ), $^9\text{Be}(p,p_2)^9\text{Be}^*$ (2.430 МэВ), $^9\text{Be}(p,n_0)^9\text{B}$, $^9\text{Be}(p,d_0)^8\text{Be}$, $^9\text{Be}(p,\alpha_0)^6\text{Li}$, $^9\text{Be}(p,\alpha_2)^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ), $^7\text{Li}(^3\text{He},p_0)^9\text{Be}$ для энергии возбуждения составного ядра ^{10}B от 6.5 до 19.5 МэВ. В анализе использованы и наши экспериментальные данные: по дифференциальным, интегральным сечениям реакции $^9\text{Be}(p,\alpha_2)^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ, $J^\pi = 0^+$) при энергии протонов $E_p = 2.3\text{--}4.5$ МэВ, и данные по дифференциальным сечениям реакции $^9\text{Be}(p,n_0)^9\text{B}$ для угла 0° в интервале $E_p = 2.2\text{--}3.5$ МэВ. Определены новые уровни ^{10}B и уточнены характеристики уже известных состояний.

DOI: 10.31857/S0367676520100117

ВВЕДЕНИЕ

Наше внимание к R -матричным исследованиям реакций привлекает возможность поиска новых, уточнения характеристик известных уровней ядер и выполнения оценки сечений ядерных реакций по ограниченному набору экспериментальных данных. В качестве инструментария исследований выбран известный программный код AZURE2 [1, 2].

Основная причина настоящих исследований связана с появлением новых экспериментальных данных по дифференциальным сечениям пороговой реакции $^9\text{Be}(p,\alpha_2)^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ, $J^\pi = 0^+$) с $Q = -1.437$ МэВ – угловым распределением α_2 -частиц для энергии протонов $E_p = 2.3\text{--}4.5$ МэВ, полученным [3] из описания результатов эксперимента [4] по изучению формы γ -линии с доплеровским уширением. При этом на основании экспериментальных исследований [5] и описываемых ниже, в данных [4] на 7.4 кэВ были увеличены энергии протонов.

В R -матричном анализе возможное количество реакций и область энергии возбуждения ядра ^{10}B определяются тем, что при использовании стабильных ядер-мишеней (или пучков стабильных ядер) это ядро можно возбудить только в реакциях $^6\text{Li} + \alpha$, $^9\text{Be} + p$ и $^7\text{Li} + ^3\text{He}$, начиная соот-

ветственно с энергий возбуждения $E_x = 4.460$, 6.585 и 17.79 МэВ. Количество каналов этих реакций огромно, большинство из них до сих пор экспериментально не изучено.

Во всех R -матричных исследованиях с образованием составного ядра ^{10}B их авторы привлекали довольно ограниченный экспериментальный материал и по числу каналов реакций, и по энергии возбуждения, что связано с возрастающей сложностью анализа многоканальной задачи в широком энергетическом диапазоне, а также с бедностью и противоречивостью экспериментальных данных. В работах рассматривались выходные каналы реакции $^9\text{Be} + p$: при $E_x = 6\text{--}8$ МэВ – p_0 , d_0 и α_0 -каналы [6–9]; при $E_x = 8\text{--}10$ МэВ [10–13, 15–17] – p_0 , n_0 и α_2 -каналы; при $E_x = 8.8\text{--}11.6$ МэВ – p_0 , n_0 , α_0 , α_2 -каналы [14].

Наши исследования выполнены в области $E_x = 6.5\text{--}19.5$ МэВ, использовались экспериментальные данные реакций $^9\text{Be}(p,p_0)^9\text{Be}$, $^9\text{Be}(p,p_1)^9\text{Be}^*$ (1.670 МэВ), $^9\text{Be}(p,p_2)^9\text{Be}^*$ (2.430 МэВ), $^9\text{Be}(p,n_0)^9\text{B}$, $^9\text{Be}(p,d_0)^8\text{Be}$, $^9\text{Be}(p,\alpha_0)^6\text{Li}$, $^9\text{Be}(p,\alpha_2)^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ), $^7\text{Li}(^3\text{He},p_0)^9\text{Be}$. R -матричным расчетам предшествовала большая подготовительная работа по уточнению и экспертизе экспериментальных данных.

1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА
УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ
ПОЛОЖЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ РЕАКЦИЙ
 ${}^9\text{Be}(p,n_0){}^9\text{B}$ И ${}^9\text{Be}(p,\alpha_2){}^6\text{Li}^*$ В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 2.5–2.7 МэВ

В наших исследованиях [3] реакции ${}^9\text{Be}(p,\alpha_2){}^6\text{Li}^*$ энергетическая калибровка ускорителя, выполненная по реперным точкам, относительно далекая от энергии ее резонанса в области E_p 2.56 МэВ (наблюдаемый максимум при 2.5665 МэВ), вызывала некоторое сомнение. В [5] мы по резонансной реакции ${}^{27}\text{Al}(p,\gamma_2){}^{28}\text{Si}^*$ (4.618 МэВ) с реперной точкой 2.4883(10) МэВ получили другое положение наблюдаемого максимума при 2.5749(10) МэВ. Приведем результаты другого эксперимента, когда одновременно проводились регистрация γ -квантов и нейтронов под углом 0° к пучку протонов соответственно из реакций ${}^9\text{Be}(p,\alpha_2){}^6\text{Li}^*$, ${}^9\text{Be}(p,n_0){}^9\text{B}$ и калибровка энергетической шкалы ускорителя по регистрации γ -квантов из реакций ${}^{76}\text{Ge}(n,n'){}^{76}\text{Ge}^*$ (563 кэВ), ${}^{74}\text{Ge}(n,n'){}^{74}\text{Ge}^*$ (596 кэВ), ${}^{72}\text{Ge}(n,n'){}^{72}\text{Ge}^*$ (691 кэВ), ${}^{72}\text{Ge}(n,n'){}^{72}\text{Ge}^*$ (834 кэВ) [18]. Для регистрации нейтронов использовался всеволновой счетчик, а γ -квантов – HPGE-детектор REGE (диаметр 45 мм, высота 47.5 мм), находящийся на расстоянии 150 мм от бериллиевой мишени толщиной $24 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ (в энергетической шкале 2.7 кэВ для энергии протонов 2.5 МэВ) на танталовой подложке. Реакции на изотопах германия были вызваны в самом германиевом детекторе мишенными нейтронами из реакции ${}^9\text{Be}(p,n_0){}^9\text{B}$. Нейтроны, как и γ -кванты, падали на цилиндрическую поверхность детектора REGE. Для энергетической калибровки ускорителя по нейтронным порогам $E_{n,th}$ реакций на изотопах германия были рассчитаны протонные пороговые энергии $E_{p,th}$, при превышении которых рождаются нейтроны с энергиями выше $E_{n,th}$. В расчетах по релятивистской кинематике $E_{p,th}$ использовались значения масс p , n , ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{B}$, определенные по дефектам масс [19–21] с учетом энергии связи атомных электронов. Наиболее отчетливо пороги образования γ -квантов проявились в реакциях ${}^{74}\text{Ge}(n,n'){}^{74}\text{Ge}^*$ (596 кэВ) и ${}^{72}\text{Ge}(n,n'){}^{72}\text{Ge}^*$ (691 кэВ) (рис. 1), значения $E_{p,th}$ которых равны 2.5285(1) и 2.6201(1) МэВ соответственно. Среднее значение наблюдаемой резонансной энергии составило 2.5739(10) МэВ, которое на 7.4 кэВ больше оцениваемого максимума в данных [4]. В этих же исследованиях были измерены дифференциальные сечения реакции ${}^9\text{Be}(p,n_0){}^9\text{B}$ для угла 0° , в энергетической зависимости которых максимум находится при $E_p = 2.571$ МэВ (см. далее).

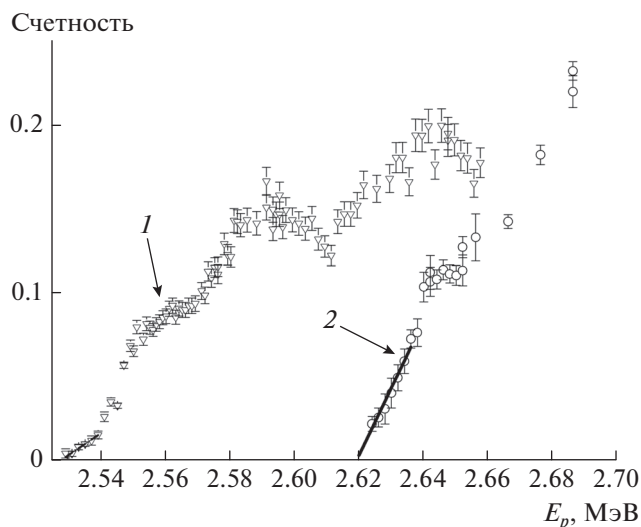


Рис. 1. Счетность при регистрации γ -квантов из ${}^{74}\text{Ge}(n,n'){}^{74}\text{Ge}^*$ (596 кэВ) и ${}^{72}\text{Ge}(n,n'){}^{72}\text{Ge}^*$ (691 кэВ) (данные 1 и 2 соответствуют γ -квантам с энергиями 596 и 691 кэВ, прямые линии – экстраполяция в порог).

2. ПОЛУЧЕНИЕ
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ α -ЧАСТИЦ
РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(p,\alpha_2){}^6\text{Li}^*$ ПО ФОРМЕ γ -ЛИНИИ

Дифференциальные сечения этой реакции впервые были получены косвенным методом в [10] при $E_p = 2.4$ – 2.6 МэВ из анализа формы γ -линии с доплеровским уширением. В этой же работе проведен R-матричный анализ с целью установления квантовых чисел практически совпадающих уровней составного ядра ${}^{10}\text{B}$, возбуждаемых в области $E_p = 2.56$ МэВ. Этим же методом при $E_p = 2.3$ – 4.5 МэВ получены и наши данные [3]. Измерения зависимости формы γ -линии от энергии протона изложены в [4].

Использованная нами процедура получения угловых распределений в системе центра масс (с.ц.м.) заключалась в анализе спектров γ -квантов с доплеровским смещением, зарегистрированных [3] под нулевым углом относительно направления падающего на мишень пучка протонов. Ядро ${}^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ) за время своей жизни $0.8 \cdot 10^{-16}$ с. проходит путь 10^{-6} см, фактически испуская γ -кванты в месте своего рождения и, следовательно, можно не учитывать его торможение. Поэтому угол испускания γ -кванта θ_γ по отношению к направлению движения ядра ${}^6\text{Li}^*$ равен углу θ_L вылета этого ядра относительно движения пучка протонов. Приведем основные моменты вывода расчетных формул спектров.

Таблица 1. Экспериментальные данные, использованные в анализе

Реакция	Энерговыведение реакции, МэВ	Энергия налетающих частиц л.с.к., МэВ	Тип данных	Угол рассеяния в л.с.к., град	Ошибка, %	Работа
${}^9\text{Be}(p, p_0)$	0	2.2–2.8	$d\sigma/d\Omega$	163, 125*		[11]
		2–3.8	$d\sigma/d\Omega$	65–160*	13	[12]
		2.49–2.64	$d\sigma/d\Omega$	83, 120, 135, 145	3	[10]
${}^9\text{Be}(p, p_1)$	–1.684	4.2–6.1	$d\sigma/d\Omega$	45, 125, 150		[24]
${}^9\text{Be}(p, p_2)$	–2.430	4.2–6.1	$d\sigma/d\Omega$	45, 84, 115, 150		[24]
${}^9\text{Be}(p, \alpha_0)$	2.125	0.8–2.9	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	90	7	[6]
${}^9\text{Be}(p, \alpha_2)$	–1.437	2.3–4.5	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	0–180*	5	[3, 4]
					0*	5
${}^9\text{Be}(p, n_0)$	–1.850	2–3.9	$d\sigma/d\Omega$	0*	5	[13]
				0*	5	Наст.
${}^9\text{Be}(p, d_0)$	0.560	0.77–3.025	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	15–135	7	[6]
		4–5.9	$d\sigma/d\Omega$	50	4.5	[7]
		0.29–0.89	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	90	7	[8]
		0.03–0.7	σ		6	[9]
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p_0)$	11.200	0.9–2.5	$d\sigma/d\Omega$	70, 130	5	[25]
		2.2–3.2	$d\sigma/d\Omega$	15–160*	7	[26]

* В с.ц.м.

Количество $dN_{{}^6\text{Li}^*}$ ядер ${}^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ), образующихся и вылетающих в телесный угол $d\Omega$, определяется как

$$dN_{{}^6\text{Li}^*} = -2\pi N_p C \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_L) d \cos \theta_L, \quad (1)$$

где N_p – количество протонов, упавших на мишень толщиной C , $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_L, \varphi_L)$ – дифференциальное сечение реакции в лабораторной системе координат (л.с.к.) для полярного θ_L и азимутального φ_L углов. По количеству $dN_{{}^6\text{Li}^*}$ (1) определяем количество dN_γ зарегистрированных квантов:

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} &= -2\pi N_p C \cdot \varepsilon_\gamma \frac{1}{E_{\gamma 0} \beta_c} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_c) \equiv \\ &\equiv -2\pi N_p C \cdot \varepsilon_\gamma \frac{1}{E_{\gamma 0} \beta_c} \sum_l A_l P_l(\theta_c), \end{aligned} \quad (2)$$

где ε_γ – внутренняя эффективность регистрации, зависящая от энергии кванта E_γ , $E_{\gamma 0} = 3.5618$ МэВ, β_c – скорость излучателя в с.ц.м., θ_c – угол вылета в с.ц.м., дифференциальное сечение разложено в ряд по полиномам Лежандра $P_l(\theta_c)$ с коэффициентами A_l , $l = 0, 1, 2, \dots$ Для определения дифферен-

циальных сечений образования α -частиц надо выразить угол θ_c через угол вылета θ_c^α , $\theta_c = \pi - \theta_c^\alpha$:

$$\begin{aligned} \frac{dN_\alpha}{dE_\gamma} &= \\ &= 2\pi N_p C \cdot t_m \cdot \varepsilon_\gamma \frac{1}{E_{\gamma 0} \beta_c} \sum_l A_l P_l(\cos \theta_c^\alpha), \end{aligned} \quad (3)$$

где учтена энергетическая зависимость эффективности регистрации, dN_α – количество альфа-частиц, $t_m = 1 - 1.03$ – фактор мертвого времени.

Совсем недавно дифференциальные сечения этой реакции были измерены при $E_p = 2.3 - 6$ МэВ прямым методом [14] – применялась обратная кинематика, когда на легкую мишень Н налетало тяжелое ядро ${}^9\text{Be}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО КАНАЛАМ РЕАКЦИЙ ${}^9\text{Be} + p$ И ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He}$, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ В R-АНАЛИЗЕ

Экспериментальные данные по каналам реакций, использованные в анализе, представлены в табл. 1. Характеристики остаточных ядер взяты из [22, 23].

В анализе использованы наши данные по дифференциальным и полным сечениям реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2){}^6\text{Li}^*$, по дифференциальным сечениям

реакции ${}^9\text{Be}(p, n_0){}^9\text{B}$ для угла 0° . Энергии протонов в этих данных соответствуют энергетической калибровке ускорителя (см. раздел 1), при выполнении которой также были получены относительные данные по реакции ${}^9\text{Be}(p, n_0){}^9\text{B}$. Абсолютизация этих данных была выполнена в два этапа. Сначала по данным [15], с которыми в энергетической зависимости наши данные хорошо согласуются. Затем дифференциальные сечения были увеличены в 1.6 раза с учетом того, что данные [15] по полному сечению образования нейтронов (где основной канал — реакция (p, n_0)) занижены относительно “эталонных” данных [16]. Таким же путем были абсолютизированы данные [13], при этом смещенные в сторону увеличения энергии протонов на 19.3 кэВ.

В настоящем R-матричном анализе не использовались данные, полученные на поляризованных пучках, а также значения сечений из работ [14, 25, 26], существенно отличающиеся от наших данных.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

R-матричное многоканальное описание части экспериментальных данных показано на рис. 2–4, где значения сечений представлены в с.д.м., а энергии частиц, вызывающих реакции, в л.с.к. В табл. 2 приведены характеристики уровней составного ядра ${}^{10}\text{B}$, извлеченные в этом анализе: E_x , J^π , Γ — энергия, спин, четность, полная ширина уровня возбуждения, соответственно, Γ_i^{sl} — парциальная ширина i -канала с данными спином канала s и орбитальным моментом l .

Реакция ${}^9\text{Be}(p, p_0){}^9\text{Be}$

Наиболее хорошо описываются дифференциальные сечения при углах $\theta_c = 139.5^\circ, 148.6^\circ, 163^\circ$ и несколько хуже при $\theta_c = 89.3^\circ, 125.5^\circ$ (рис. 2). Наибольший вклад вносят состояния с $E_x = 8.525$ (2^-), 8.838 (1^-), 8.882 (3^-), 8.898 (2^+), 8.924 (1^-), 8.928 (2^+) МэВ, а уровни с меньшими (возбуждаемые в реакции (p, d_0)) и большими энергиями (возбуждаемые в реакциях (p, p_1) , (p, p_2) , $({}^3\text{He}, p_0)$) являются “фоновыми” в этой области.

Реакция ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ)

Хорошее описание дифференциальных сечений (рис. 3) получено при энергии $E_p = 2.541$ – 2.621 МэВ — в области возбуждения $E_x = 8.876$ – 8.946 МэВ, в которой проявляются два уровня с $J^\pi = 3^-$ и 2^+ [10], для которых мы получили значения энергии 8.882 и 8.898 МэВ соответственно. При $E_p = 2.631$ – 4.533 МэВ ($E_x = 8.9$ – 10.7 МэВ), расчетная кривая также неплохо согласуется с

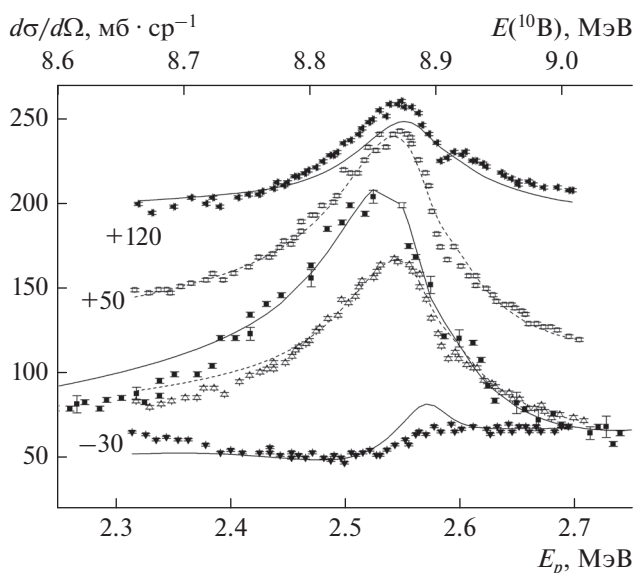


Рис. 2. Описание дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be}(p, p_0){}^9\text{Be}$ при θ_c : \square — 148.6° [10] (смещено на $+50$ мб · ср $^{-1}$); \triangle — 139.5° [10]; \blacksquare — 163° [11]; \blacktriangledown — 89.3° [10] (смещено на -30 мб · ср $^{-1}$); \blacktriangleleft — 125.5° [10] (смещено на $+120$ мб · ср $^{-1}$).

экспериментальными данными. Для $E_p = 2.384$ – 2.511 МэВ ($E_x = 8.731$ – 8.845 МэВ) получено хорошее описание в интервале $50^\circ \leq \theta_c \leq 150^\circ$, однако для передних и задних углов наблюдаются расхождения в экспериментальных и расчетных данных. Функция возбуждения полного сечения хорошо воспроизводится при всех энергиях.

Реакция ${}^9\text{Be}(p, n_0){}^9\text{B}$

Хорошее описание (рис. 4) получено в области энергии $E_p = 2.5$ – 2.8 МэВ ($E_x = 8.85$ – 9.1 МэВ), где наиболее сильно проявляются резонансы при 8.882 МэВ, 3^- и 8.898 МэВ, 2^+ . При описании данных в области возбуждения $E_x > 9$ МэВ были обнаружены новые уровни с энергиями $E_x = 8.928$ (2^+), 9.219 (1^-), 9.995 (2^+) МэВ, отсутствующие в [22, 23].

В анализе данных по реакциям ${}^9\text{Be}(p, p_1){}^9\text{Be}^*$ (1.670 МэВ), ${}^9\text{Be}(p, p_2){}^9\text{Be}^*$ (2.30 МэВ), ${}^9\text{Be}(p, d_0){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p, \alpha_0){}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p_0){}^9\text{Be}$ обнаружены новые состояния (табл. 2), так как имеющихся уровней для описания этих данных было недостаточно.

В табл. 3 указаны характеристики уровней, определенные в результате нашего анализа (данные табл. 2) и имеющиеся в литературе. Состояния с близкими значениями энергии возбуждения объединены в одну строку таблицы.

Для ранее известных состояний (6.875 (1^-), 8.887 (3^-), 8.895 (2^+), 10.825 (2^+) МэВ) получены

Таблица 2. Характеристики уровней составного ядра ^{10}B , используемые в R -матричном анализе. Энергии уровней E_x даны в МэВ

E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l	E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l
6.896, 1^-	198.687	pp_0	59.054	1	0	7.635, 2^+	323.896	pp_0	20.169	1	1
			$4.841 \cdot 10^{-3}$	1	2				$240.231 \cdot 10^{-3}$	1	3
			$34.066 \cdot 10^{-3}$	2	2				$117.140 \cdot 10^{-3}$	2	1
		pd_0	88.820	1	1			$7.132 \cdot 10^{-3}$	2	3	
		$p\alpha_0$	50.774	1	1			pd_0	119.970	1	2
7.235, 3^-	65.813	pp_0	2.284	1	2	7.806, 1^+	135.418	pp_0	183.393	1	2
			$187.093 \cdot 10^{-3}$	2	2				76.086	1	1
		pd_0	14.439	1	3			51.946	2	1	
7.356, 2^+	166.963	pp_0	48.903	1	3	8.525, 2^-	1391.67	pd_0	3.759	2	3
			2.443	1	1				3.122	1	0
			$364.102 \cdot 10^{-3}$	1	3				$385.114 \cdot 10^{-3}$	1	2
			1.081	2	1				$120.651 \cdot 10^{-3}$	1	2
		$204.462 \cdot 10^{-3}$	2	3	pp_0			189.197	1	2	
		pd_0	104.986	1	2			4.865	2	0	
$p\alpha_0$	57.885	1	2	15.570	2	2					
7.424, 2^-	340.381	pp_0	9.074	1	2	8.755, 2^-	277.827	pd_0	252.856	1	1
			69.080	2	0				33.818	1	3
			9.608	2	2				810.934	1	1
		pd_0	33.315	1	1			84.431	1	3	
		$p\alpha_0$	$556.953 \cdot 10^{-3}$	1	3			pp_0	14.541	1	2
		$p\alpha_0$	179.329	1	1			6.399	2	0	
7.441, 1^+	119.016	pp_0	39.419	1	3	8.838, 1^-	819.064	pn_0	6.554	2	2
			1.893	1	1				$768.273 \cdot 10^{-3}$	1	2
			93.764	2	1				12.124	2	0
		pd_0	$360.133 \cdot 10^{-3}$	2	3			6.509	2	2	
		pd_0	15.237	1	0			29.163	1	1	
		$p\alpha_0$	$676.273 \cdot 10^{-3}$	1	2			201.769	1	3	
7.499, 1^-	391.394	pp_0	7.086	1	2	pp_0	481.338	1	0		
			223.663	1	0		39.354	1	2		
			19.885	1	2		83.616	2	2		
		pd_0	9.822	2	2		166.697	1	2		
		$p\alpha_0$	$179.082 \cdot 10^{-3}$	1	1		11.380	1	2		
		$p\alpha_2$					4.596	2	2		

Таблица 2. Продолжение

E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l	E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l				
8.879, 1^-	1523.962	pp_0	1215.263	1	0	8.924, 1^-	130.278	pp_0	13.561	1	0				
			141.378	1	2				4.748	1	2				
			139.246	2	2				1.467	2	2				
		pn_0	$738.6 \cdot 10^{-3}$	1	0			pn_0	3.941	1	0				
			9.762	1	2				14.202	1	2				
			14.043	2	2				26.746	2	2				
		$p\alpha_2$	3.532	0	1			$p\alpha_2$	65.613	0	1				
		8.882, 3^-	169.937	pp_0	47.418			1	2	9.219, 1^-	997.375	pp_0	44.649	1	0
					104.746			2	2				$609.209 \cdot 10^{-3}$	1	2
pn_0	17.606			1	2	pn_0	530.239	1	0						
	$165.028 \cdot 10^{-3}$			2	2		18.649	1	2						
$p\alpha_2$	$2.549 \cdot 10^{-3}$			0	3	$p\alpha_2$	8.024	2	2						
8.898, 2^+	55.972	pp_0	$717.079 \cdot 10^{-3}$	1	1	9.995, 2^+	2628.50	pp_0	583.596	1	1				
			$532.820 \cdot 10^{-3}$	1	3				54.823	1	3				
			9.871	2	1				657.938	2	1				
		pn_0	1.070	2	3			pn_0	64.897	2	3				
			12.480	1	1				304.051	1	1				
			$261.219 \cdot 10^{-3}$	1	3				11.146	1	3				
		$p\alpha_2$	9.762	2	1			$p\alpha_2$	796.490	2	1				
			$68.986 \cdot 10^{-3}$	2	3				6.551	2	3				
$p\alpha_2$	21.121	1	2	$p\alpha_2$	149.010	1	2								
8.928, 2^+	238.912	pp_0	$770.174 \cdot 10^{-3}$	1	1	10.8, 2^+	483.453	pp_0	29.907	1	1				
			$125.152 \cdot 10^{-3}$	1	3				4.735	1	3				
			8.564	2	1				276.138	2	1				
		pn_0	$183.140 \cdot 10^{-3}$	2	3			pn_0	3.877	2	3				
			209.152	1	1				42.786	1	1				
			$279.163 \cdot 10^{-3}$	1	3				$p\alpha_2$	11.983	0	2			
		$p\alpha_2$	1.418	2	1			$p\alpha_2$	$2.766 \cdot 10^{-3}$	0	2				
			$157.937 \cdot 10^{-3}$	2	3				3.663	1	2				
		$p\alpha_2$	18.264	0	2			pp_1	66.361	2	1				
												pp_2	$617.628 \cdot 10^{-6}$	2	3
44.985	3					1									

Таблица 2. Окончание

E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l	E_x, J^π	$\Gamma, \text{кэВ}$	канал	$\Gamma_i^{sl}, \text{кэВ}$	s	l			
11.0, 2 ⁻	3065.263	pp_0	659.423	1	2	11.359, 3 ⁺	4168.757	pp_0	206.122	1	3			
			1125.752	2	0				2847.46	2	1			
			199.060	2	2				263.124	2	3			
			1056.569	1	2			pp_1	50.481	1	2			
		7.168	1	1	pp_2			94.300	2	1				
		$2.443 \cdot 10^{-3}$	1	3				19.825	2	3				
		7.649	2	0				679.732	3	1				
		pp_2	$3.495 \cdot 10^{-3}$	2	2			7.713	3	3				
			9.636	3	2			17.312	1	1				
								43.675	1	3				
11.05, 1 ⁻	5666.725	pp_0	5485.349	1	0	18.363, 2 ⁺	492.815	pp_0	393.395	2	1			
			191.584	1	2				37.973	2	3			
			3.284	2	2				$2.77 \cdot 10^{-3}$	1	1			
		1.159	0	1	$98.8 \cdot 10^{-3}$				1	3				
		$p\alpha_2$	pp_1	$81.382 \cdot 10^{-3}$	0			1	${}^3\text{He}p_0$	$319 \cdot 10^{-3}$	2	1		
				$453.506 \cdot 10^{-3}$	1			1		$38.3 \cdot 10^{-3}$	2	3		
		pp_2	pp_2	$3.395 \cdot 10^{-3}$	2			2	18.796, 2 ⁻	473.237	pp_0	17.949	1	2
				$1.182 \cdot 10^{-3}$	3			2				387.541	2	0
				${}^3\text{He}p_0$	66.431			2			2	$5.35 \cdot 10^{-3}$	1	2
					$28.9 \cdot 10^{-3}$			2			2	1.282	2	0
11.1, 2 ⁻	1788.773	pp_0	116.849	1	2	19.271, 1 ⁺	416.808	pp_0	367.228	1	1			
			228.224	2	0				13.897	2	1			
			1263.08	2	2				29.742	2	3			
		22.878	1	1	3	${}^3\text{He}p_0$	$2.15 \cdot 10^{-3}$	1	1					
		$147.435 \cdot 10^{-3}$					3.243	2	1					
		pp_1	pp_2	145.212	2	0	20.332, 1 ⁻	1959.283	pp_0	2.696	2	3		
				5.739	2	2				426.366	1	0		
				6.644	3	2				1410.84	1	2		
		${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	${}^3\text{He}p_0$	4.747	2	2		
										1.720	1	0		
61.098	1									2				
								54.512	2	2				

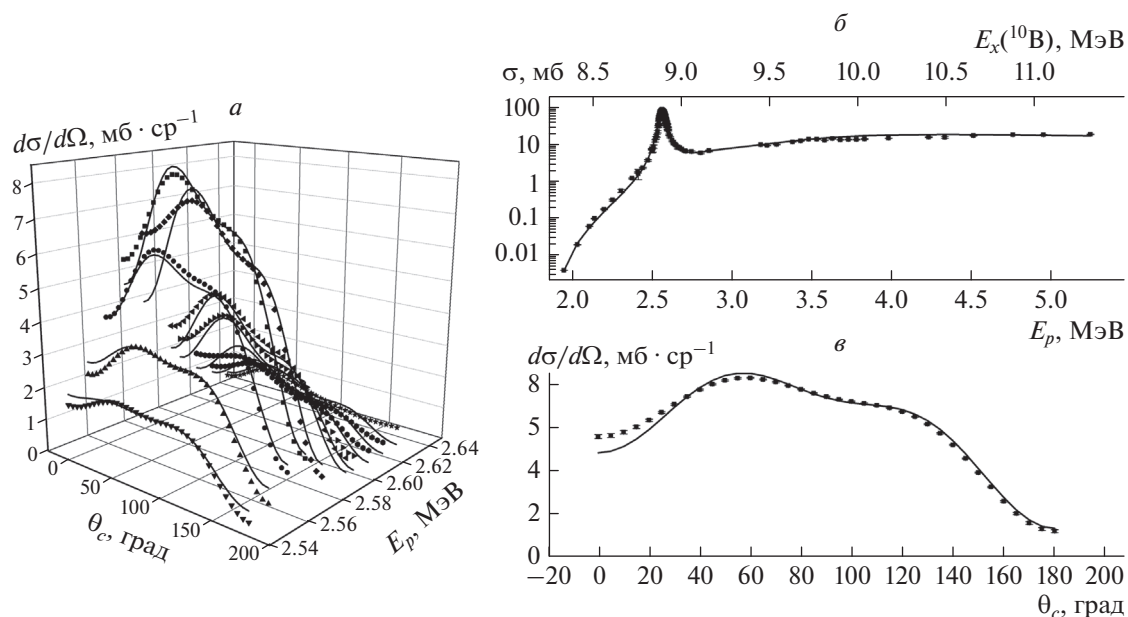


Рис. 3. а, в – Описание дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2){}^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ, $J^\pi = 0^+$) при $E_p = 2.541\text{--}2.631$ МэВ (а) и $E_p = 2.571$ МэВ (в); б – полное сечение реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2){}^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ, $J^\pi = 0^+$).

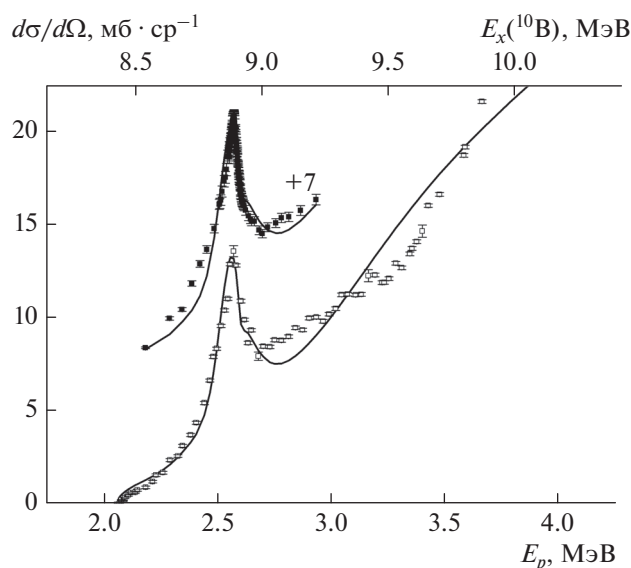


Рис. 4. Описание дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be}(p, n_0){}^9\text{B}$ ($\theta_c = 0^\circ$): □ – данные [13], ■ – наши данные (сместено на + 7 $\text{мб} \cdot \text{ср}^{-1}$).

новые значения энергий (6.895, 8.882, 8.898, 10.8 МэВ) и ширин. Для девяти уровней значения параметров, определенные нами, не совпадают с принятыми в литературе. Не подтверждено существование 16 уровней.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен многоканальный R-матричный анализ реакций с образованием составного ядра ${}^{10}\text{B}$ при E_x от 6.5 до 19.5 МэВ. Был использован весь

Таблица 3. Уровни ядра ^{10}B , используемые в нашем R -матричном анализе, и представленные в литературе

E_x , МэВ	J^π	Γ , кэВ	Работа	E_x , МэВ	J^π	Γ , кэВ	работа
6.896	1 ⁻	198.687	Наст.	8.898	2 ⁺	55.972	Наст.
6.875	1 ⁻	120 ± 5	[22, 23]	8.892 ± 0.005	2 ⁺	36 ± 4	[12]
6.880	1 ⁻	145	[29]	8.895 ± 0.001	2 ⁺	39 ± 1	[22, 23]
7.004	3 ⁺	98	[22, 23]	8.894 ± 0.002	2 ⁺	40 ± 1	[10]
7.235	3 ⁻	65.813	Наст.	8.89	2 ⁺	38 ± 3	[17]
7.356	2 ⁺	166.963	Наст.	8.89	2 ⁺	90 ± 20	[11]
7.424	2 ⁻	340.381	Наст.	8.894 ± 0.002	2 ⁺	34 ± 4	[14]
7.428	1 ⁻	94	[22, 23]	8.924	1 ⁻	130.278	Наст.
7.441	1 ⁺	119.016	Наст.	8.928	2 ⁺	238.912	Наст.
7.430 ± 10	2 ⁻	100 ± 10	[22, 23]	8.93 ± 0.01	1 ⁺	45 ± 5	[12]
7.437	1 ⁻	130 ± 10	[29]	8.95	(1 ⁺ 3 ⁺)	40 ± 10	[11]
7.470 ± 4	2 ⁺	65	[22, 23]	9.03	3 ⁻	45 ± 10	[11]
7.469	2 ⁺	65 ± 10	[29]	9.219	1 ⁻	997.375	Наст.
7.479 ± 2	2 ⁻	74 ± 4	[22, 23]	9.58 ± 60		257 ± 64	[22, 23]
7.480	2 ⁻	80 ± 8	[29]	9.700		630	[22, 23]
7.499	1 ⁻	391.394	Наст.	9.995	2 ⁺	2628.502	Наст.
7.5599 ± 0.4	0 ⁺	2.65 ± 0.18	[22, 23]	10.00 ± 0.09	3 ⁻	450 ± 10	[12]
7.564	0 ⁺	3.3	[29]	10.36 ± 0.09	2 ⁻	1000 ± 100	[12]
7.635	2 ⁺	323.896	Наст.	10.8	2 ⁺	483.453	Наст.
7.666 ± 0.027	1 ⁺	247	[22, 23]	10.825 ± 9	(2 ⁺ 3 ⁺ 4 ⁺)	350 ± 7	[22, 23]
7.665	1 ⁺	250 ± 20	[29]	10.83 ± 0.09	2 ⁺	400 ± 100	[12]
7.750 ± 0.030	2 ⁻	210	[22, 23]	10.7 ± 0.1	2 ⁺	300 ± 100	[14]
7.795	2 ⁻	265 ± 30	[29]				
7.806	1 ⁺	135.418	Наст.	11.0	2 ⁻	3065.263	Наст.
7.811 ± 0.017	1 ⁻	260	[22, 23]	11.0	0 ⁺	3700 ⁺²⁰⁰ ₋₆₀₀	[14]
7.960 ± 0.070		285	[28]				
8.070 ± 0.050	2 ⁺	800	[22, 23]	11.05	1 ⁻	5666.725	Наст.
8.07	2 ⁺	800	[29]	11.1	2 ⁻	1788.773	Наст.
8.45 ± 0.010	2 ⁻	100 ± 20	[11]	11.359	3 ⁺	4168.757	Наст.
8.525	2 ⁻	1391.67	Наст.	11.511 ± 0.030		316 ± 44	[22, 23]
8.66	2 ⁺	200 ± 20	[12]				
8.67	3 ⁻	35 ± 10	[11]	11.63	1 ⁻	480 ± 150	[14]
8.68	(1 ⁺ 2 ⁺)	220	[22, 23]	12.564 ± 0.026	(0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺)	106 ± 26	[22, 23]
8.755	2 ⁻	277.827	Наст.				
8.78 ± 0.010	3 ⁻	180 ± 10	[12]	13.494 ± 0.050	(0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺)	300 ± 50	[22, 23]
8.79	3 ⁺	50 ± 10	[11]				

Таблица 3. Окончание

E_x , МэВ	J^π	Γ , кэВ	Работа	E_x , МэВ	J^π	Γ , кэВ	работа
8.838	1 ⁻	819.064	Наст.	14.34		800	[22, 23]
8.879	1 ⁻	1523.962	Наст.	18.2		1500	[22, 23]
8.882	3 ⁻	169.937	Наст.	18.363	2 ⁺	492.815	Наст.
8.880 ± 0.005	3 ⁻	105 ± 5	[12]	18.430	2 ⁻	340	[22, 23]
8.887 ± 0.003	3 ⁻	96 ± 4	[22, 23]	18.796	2 ⁻	473.237	Наст.
8.889 ± 0.006	3 ⁻	100 ± 20	[10]	18.8	(2 ⁺ 1 ⁺)	600	[22, 23]
8.89	3 ⁻	85 ± 10	[17]	19.271	1 ⁺	416.808	Наст.
8.89	3 ⁻	30 ± 5	[11]	19.290	2 ⁻	190	[22, 23]
8.898 ± 0.010	3 ⁻	80 ± 10	[14]	20.1	1 ⁻	350	[22, 23]
				20.332	1 ⁻	1959.283	Наст.

существующий экспериментальный материал. Определены новые уровни ^{10}B и уточнены характеристики уже известных состояний. Наши численные данные по реакциям $^9\text{Be}(p, n_0)^9\text{B}$ и $^9\text{Be}(p, \alpha_2)^6\text{Li}^*$ (3.5618 МэВ) будут переданы в международную библиотеку экспериментальных данных EXFOR.

Авторы выражают благодарность одному из разработчиков кода AZURE2 Ричарду де Боеру (Richard de Voer) за помощь в освоении программы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Azuma R.E., Uberseder E., Simpson E.C. et al. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. № 045805.
2. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: Издательство иностранной литературы, 1960.
3. Генералов Л.Н., Селянкина С.М., Романихин В.П. // Сб. тез. "Ядро-2017" (Алма-Ата, 2017). С. 141.
4. Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 1462; Generalov L.N., Abramovich S.N., Zvenigorodskii A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2003. V. 67. P. 1616.
5. Генералов Л.Н., Карпов И.А., Федотов Д.А. // Сб. тез. "Ядро-2014". (Минск, 2014). С. 202.
6. Weber G., Davis L.W., Marion J.B. // Phys. Rev. 1956. V. 104. № 5. P. 1307.
7. Read F.H., Calvet J.M. // Proc. Phys. Soc. 1961. V. 77. P. 65.
8. Bertrand F., Greiner G., Pornet J. // Rapport CEA-R-3575. 1968.
9. Sierk A.J., Tombrello T.A. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 210. P. 341.
10. Kiss A., Koltay E., Szabo G. et al. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 282. P. 44.
11. Маукаров Ю.Г., Дейнеко А.С., Слабоспицкий П.П. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 1218; Mashkarov Yu.G., Deineko A.S., Slabospitskii R.P. et al. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1976. V. 40. P. 100.
12. Allab M., Boucenna A., Haddad M. // J. Phys. 1983. V. 44. P. 579.
13. Richards H.T., Smith R.V., Browne C.P. // Phys. Rev. 1950. V. 80. P. 524.
14. Kuchera A.N., Rogachev G.V., Goldberg V.Z. et al. // Phys. Rev. C. 2011 V. 84. Art. № 054615.
15. Marion J.B., Bonner T.W., Cook C.F. // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 91.
16. Gibbons J.H., Macklin R.L. // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 571.
17. Marion J.B. // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 713.
18. Lister D., Smith A.B. // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 183.
19. Firestone R.B. Table of Isotopes CD-ROM. 8th edition. 1998. Lawrence Berkeley Laboratory.
20. Audi G., Bersillion O., Blachot J. et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 3.
21. Wapstra A.H., Audi G., Thibault C. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 129.
22. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.
23. Tilley D.R., Kelley J.N., Godwin J.L. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
24. Yasue M., Ohsawa T., Fuiwara N. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1972. V. 33. P. 265.
25. Bondouk I.I., Asfour F., Saleh Z. et al. // Rev. Roum. Phys. 1975. V. 20. P. 1095.
26. Lru Y.C. // Chin. J. Phys. 1972. V. 10. P. 76.
27. Rath D.P., Boyd R.N., Hausman H.J. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 515. P. 338.
28. Leask P.J., Freer M., Clarke N.M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. № 034307.
29. Tsan Mo, Hornyak W.F. // Phys. Rev. 1969. V. 187. P. 1220.